

Seghe in pillole

Riccardo Carlesso

27 Aprile 2000

1 Seghe in pillole

1.1 Seno femminile in coordinate polari

Guardandomi intorno mi è capitato di vedere tanti seni, tutti diversi tra loro, e poiché sono reduce da uno studio intensivo di microelettronica, non posso evitare di dirvi quanto mi ha stupito la somiglianza con un transistor BJT. Non che essi siano simili fisicamente, sia chiaro; ciò che hanno in comune è la filosofia del modello: apparentemente sono tutti uguali tra loro, ma ad una più attenta analisi ti accorgi che si differenziano tra loro - tanto più quanto più il modello è complesso. In un modello a due parametri di un transistor si considerano solo I_s e β_F ; così facendo si trascura l'effetto Early: una cosuccia perlopiù trascurabile se le altre grandezze in gioco sono dominanti; a volte però dobbiamo utilizzarlo per modellare situazioni in cui questa piccola correzione può fare la differenza. Qui sta il segreto: saper modellare tanto meglio un fenomeno quanto più sono accurati i calcoli che dobbiamo fare, trascurando effetti che invece non incidono. Il modello più semplice che preferisco è un modello a due parametri (ρ, θ_{cad}) del seno, che ho definito simpaticamente polari perché sono guarda caso un raggio e un angolo. Ecco qua i parametri fisici che ho ideato:

raggio Ogni mammella è assimilabile solo in maniera approssimativa a una sfera (o meglio una semisfera). Definisco **raggio** ρ di una mammella il raggio della sfera osculatrice del seno in un intorno di un punto sufficientemente distante dal piano della pancia (che d'ora in poi chiamerò Π). Questo dà un'idea delle dimensioni del seno senza doversi accontentare di una misura discreta tipo terza-quarta-quinta: anziché dire terza abbondante potremo tranquillamente quantificare: potremo dire d'ora in poi: guarda lì che bel π ! Mannò, non vedi che avrà a malapena una e ?!? (sottinteso in CGS).

angolo di cadenza Sia C il capezzolo di un seno. Sia G il centro della circonferenza ottenuta intersecando la sfera S calcolata prima e il piano Π . Si noti che questo non coincide necessariamente con il centro O della sfera S . Ebbene definisco **angolo di cadenza** θ_{cad} l'angolo tra la normale a Π uscente da G e la retta congiungente G a C . Questo ovviamente dà una stima di quanto il seno sia cadente. Sono stati osservati casi di θ_{cad} negativo! Inutile dire che questo parametro è dinamico; soprattutto può essere aggiustato con reggiseni onde (c'era bisogno di dirlo?) suggerisco che in laboratorio venga misurato a seno nudo.

eccentricità Alcune coppie di mammelle differiscono lievemente in ρ . Queste variazioni sono di solito minime e non chiedono una ridefinizione di questo parametro: tutt'al più potremo imporre che il ρ di un seno sia posto uguale alla media aritmetica dei r delle singole mammelle. Definiamo invece eccentricità ϵ del seno il rapporto tra ρ_{dx} e il ρ_{sx} .

prominenza Riprendendo il punto 2, notiamo che non sempre O e G coincidono: questo vale solo nel caso di seno ideale. Questo discostamento dalla idealità lo chiameremo **prominenza** Λ : non è altro che il distaccamento della sfera dal piano della pancia. Particolarmente significativa sarà la **prominenza specifica** $\lambda \doteq \frac{\Lambda}{\rho}$, più comoda in quanto adimensionale e più equa perché una ragazza molto alta e dimensionalmente prominente avrà TUTTI i suoi parametri enfatizzati mentre i rapporti tenderanno a mantenersi costanti. Inutile dire che i Greci avranno sicuramente introdotto degli standard ANSI sui parametri ideali, ma purtroppo non ne sono giunto a conoscenza.

distanza bipolare Come ben sanno gli aficionados, la distanza tra due seni può variare: alcuni hanno un discreto spazio vuoto in mezzo altri si toccano ben bene. Devo dunque definire anche la **distanza bipolare** δ_b tra \mathbf{G}_{sx} e \mathbf{G}_{dx} . Di per sé inutile, serve però a introdurre un utilissimo parametro:

spazio di Pearl Drops Definisco lo **spazio di Pearl Drops** $\sigma_{pd} \doteq \delta_b - 2\rho$: questo rappresenta lo spazio libero tra i due seni, utile ai fini dei calcoli per moti con attrito di sfregamento: inutile dire che con qualche integrale di superficie che non starò qui a specificare si potrà banalmente calcolare la superficie contro cui sfrega un generico cilindro di raggio ρ_0 e così calcolare l'energia dispersa a partire dagli attriti. Inutile dire che anche in questo caso è pregnante (che bel doppio sesso anglofono!), ancor più che σ_{pd} , il coefficiente di Pearl Drops γ_{pd} definito banalmente

come σ_{pd}/ρ che ha ancora una volta il vantaggio dell'adimensionalità, ovvero di trascendere le dimensioni precipue della donna in esame.

mobilità Definiamo anche la mobilità $\mu_s \doteq \rho \cdot \theta_{max}$, ove θ_{max} è banalmente definito come $\theta_{max} \doteq \max\{|\theta_L|, |\theta_H|\}$. Questa rappresenta la massima divergenza del capezzolo dal punto $\theta = 0$.

Ma veniamo a qualche previsione (d'altronde modelliamo la realtà al fine di fare delle previsioni, no?). Il **volume di un seno** è uguale al volume di una sfera di raggio ρ cui togliamo una calotta sferica di altezza $(\rho - \Lambda)$ che in particolare sarà una semisfera se $\Lambda = 0$.

$$V = \pi \int_{-\rho+\Lambda}^{\rho} (\rho^2 - \xi^2) d\xi = \frac{\pi}{3} (4\rho^3 + \Lambda^2(\Lambda - 3\rho)), \quad (1)$$

risultato del quale non sono sicurissimo ma che mi lascia ben sperare poiché i conti tornano per $\Lambda = 0$ e $\Lambda = \rho$. Di qui è poi banale stimare la massa del seno in questione:

$$m = \delta_s V + m_{c_0}, \quad (2)$$

con δ_s corrispondente alla densità di un seno (approssimabile a 0.8 visto l'alta quantità di grasso), V al volume poc'anzi calcolato e m_{c_0} alla massa (peraltro trascurabile, di solito) a riposo del un capezzolo, che purtroppo ad un'analisi più attenta dev'essere funzione sia della velocità cui è sottoposto (di solito piccola) e alla temperatura cui è:

$$m_c = m_{c_0} \frac{1 + \frac{\Delta T}{T_0}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3)$$

con m_{c_0} uguale alla massa a velocità nulla e temperatura ambiente del capezzolo in questione, T_0 temperatura ambiente, ΔT variazione rispetto a tale temperatura, β velocità fratto velocità della luce ($\beta = \frac{v}{c}$). Supponiamo ora di studiare la dinamica del corpo supposto rigido (ci preoccuperemo poi più avanti di stimare come l'effettiva non-rigidità del corpo alteri il moto), supponendolo un corpo esteso rigido con massa e momento d'inerzia sottoposto alle sole forza peso (applicata al baricentro O) e momento elastico di ritorno M_0 che modella il banale fatto che un seno incurvato verso il basso tende a tornare alla posizione di riposo con una forza (o meglio un momento) pressoché lineare in θ_{cad} . La cosa interessante è che, oltre alla dinamica, annullando la derivata del potenziale possiamo agevolmente calcolare l'angolo di riposo θ_{cad} che abbiamo introdotto come parametro. Ebbene, quest'angolo, per esempio, dovrà essere positivo eppure in realtà ne troviamo anche di negativi, come mai?!? Ebbene il nostro modello assimila un seno a una porzione

di cerchio e assume il capezzolo (sul quale è calcolato l'angolo rispetto alla normale alla pancia) massimamente distante dalla pancia se non sottoposto a forze peso. La realtà è ben diversa e si sperimentano posizioni di ogni tipo: potremo poi introdurre l'**eccentricità d'angolo capezzolare** ϵ_{θ_c} che sarà la banale differenza tra θ_{cad} e θ_0 . Calcoliamo anzitutto il momento d'inerzia di una porzione di sfera rispetto alla componente orizzontale della giacitura del piano della pancia applicata al punto G della pancia (ho così univocamente determinato l'asse di rotazione su cui intendo sottoposto il momento di 'rientro'). Poiché il calcolo sarebbe troppo oneroso (massa - e quindi anche dm - funzione di Λ , ρ che assume valori di arcocoseni incasinatissimi...) calcolerò l'integrale supponendo il seno una sfera pesante con asse spostato rispetto al baricentro O di L. Così facendo sto maggiorando I di quella calotta che fin ora avevo trascurato (per ovviare all'inconveniente possiamo poi migliorare la stima di I ponderandolo, chissà, per un $0.8 \div 0.9$). Ecco allora che tramite *Huyghens-Steiner* il problema diventa banale:

$$I = \int r^2 dm \simeq I_0 + M\Lambda^2 = \frac{3}{5}M\rho^2 + M\Lambda^2 = M(\frac{3}{5}\rho^2 + \Lambda^2) \quad (4)$$

Calcoliamo ora il potenziale e l'energia cinetica:

- $U(\theta) = -M_0\theta + mgy_0 = -M_0\theta + mg\Lambda \sin \theta = mgL(\sin \theta - k\lambda)$ ¹
- $T(\theta) = \frac{1}{2}I\dot{\theta}^2 = \frac{1}{2}M(\frac{3}{5}\rho^2 + \Lambda^2)\dot{\theta}^2$

Dalla relazione:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}}\right) - \left(\frac{\partial T}{\partial \theta}\right) = \left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right), \quad (5)$$

ben nota dalla Meccanica Razionale, otteniamo l'equazione del moto:

$$I\ddot{\theta} + mg\Lambda(1 - \cos \theta) = -M_0 \quad (6)$$

(credo!). E il punto di riposo:

$$U'(\theta) = mg\Lambda(\cos \theta - k) \Rightarrow \theta_0 = \arccos(k) = \arccos\left(\frac{mg\Lambda}{M_0}\right) \quad (7)$$

Ove in particolare se $mg\Lambda > M_0$ non esistono soluzioni (avremo allora cadenza massima e considereremo $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$). In realtà ci sono delle condizioni di confine: θ non supera mai 2 soglie che chiameremo θ_L e θ_H (rispettivamente soglia bassa e alta).

¹definendo $k \doteq \frac{M_0}{mg\lambda}$.

Seghe in pillole

Non mi viene in mente altro.

PS. E' gradito uno schizzo di ciò che ho scritto sul seno per fissare meglio l'idea (.jpg, .gif, .sbur). Grazie.